

NEUE ASPEKTE BEI DER BEURTEILUNG KOSTENNAHER
WELLENTTRANSFORMATION UND ENERGIEUMWANDLUNG

von

Fritz BOSCHING

Leichtweiß-Institut für Wasserbau
der Technischen Universität Braunschweig
Beethovenstraße 51 a
3300 Braunschweig

Sonderdruck

8. Aufbauseminar MEERESTECHNIK

an der Technischen Universität Berlin

28.02. - 01.03.1980

1. ZUSAMMENFASSUNG

Auswertungen von synchron aufgezeichneten Wasserspiegelauslenkungen (Wellen), die im küstennahen Bereich vor der Insel SYLT vorgenommen wurden, haben sowohl im Zeitbereich als auch im Frequenzbereich u. a. als Ergebnis eine mit abnehmender Wassertiefe verbundene Wellenperiodenzunahme gezeigt. Diese im Gegensatz zur üblichen Anwendung der Wellentheorien stehende Erscheinung wird unter Verwendung des DOPPLER-Prinzips auf eine negativ beschleunigte Wellenströmung - wie sie durch bekannte Dispersionsrelationen gegeben ist - als sog. "Rotverschiebung" erklärt.

Infolgedessen liegt bezüglich der theoretischen Wellentransformation entlang eines "Wellenstrahls" eine anomale Dispersion vor, die mit einer küstenwärtigen Wellenhöhenabnahme verbunden ist. Es wird erwartet, daß die vorliegende Untersuchung insbesondere die Grundlage dafür sein kann, den Einfluß der Bodenreibung auf die Wellenbewegung von anderen Einflußgrößen zu trennen.

2. SUMMARY

Steadily increasing wave periods in the upbeach direction (turning out from strip charts) as well as a red shift (resulting from frequency domain evaluations) both are in accordance with a theoretical treatment of water wave transformations based on DOPPLER's principle.

As a consequence, with the water depth decreasing the transformation of a wave beam is associated with an anomalous dispersion and decreasing wave heights.

It can be expected that the respective findings can offer a better basis for the estimation of the influence of bottom friction on wave deformation.

3. EINLEITUNG UND PROBLEMSTELLUNG

Die herkömmliche Betrachtungsweise der küstenwärtigen Wellentransformation ist im wesentlichen durch eine konstante Wellenperiode T gekennzeichnet mit der Folge, daß mit einer durch Wassertiefenverringerung bedingten Abnahme der Wellenfortschrittsgeschwindigkeit c auch die Wellenlänge L abnimmt, vgl. beispielsweise HORIKAWA (1978). Darüberhinaus wird die kontinuierliche Wellenverformung einmal durch die verschiedensten Wellenasymmetrien (BIESEL, 1951; PATRICK und WIEGEL, 1956; ADEYMO, 1968; IWAGAKI, SAKAI und KAWASHIMA, 1973; FOHRBÜTER, 1974) und andererseits durch den sogenannten "Zerfall" der ursprünglichen Wellen in mehrere kleinere Wellen (Solitonen) charakterisiert (MULTER und GALVIN, 1967; MADSEN und MEI, 1969; ZABUSKY und GALVIN, 1971; GALVIN, 1972). Da die letztere Erscheinung (Solitonen) durch das Nulldurchgangungsverfahren oder ähnlicher Auswertetechniken nicht erfaßt werden kann, erschien die Anwendung der betreffenden Methoden für die Beschreibung von Vorgängen in Flachwassergebieten insbesondere deswegen zweifelhaft, weil hierbei mit abnehmender Wassertiefe im Gegensatz zur üblichen Anwendung der Wellentheorien stets längerperiodische Wellen erhalten wurden, vgl. Abb. 1. Diese Erscheinung kann indessen als Tatsache angesehen werden, seitdem sie auch durch Auswertungen im Frequenzbereich, d. h., in Energiespektren des küstennahen Seegangs, nachgewiesen werden konnte und zwar sowohl für den Ausbrandungsbereich (BOSCHING, 1974 und 1976), vgl. Abb. 2, als auch für die Wellenauflaufzone (SONU, PETTIGREW und FREDERICKS, 1974).

Nachdem dieser Effekt zunächst nur beschrieben werden konnte, ist der Verfasser nunmehr überzeugt, einen bisher im allgemeinen unberücksichtigten Mechanismus der theoretischen Wellentransformation erkannt zu haben, der insbesondere sowohl mit der Verschiebung der Energiedichtemaxima zu niedrigeren als auch zu höheren Frequenzen in Verbindung gebracht werden kann.

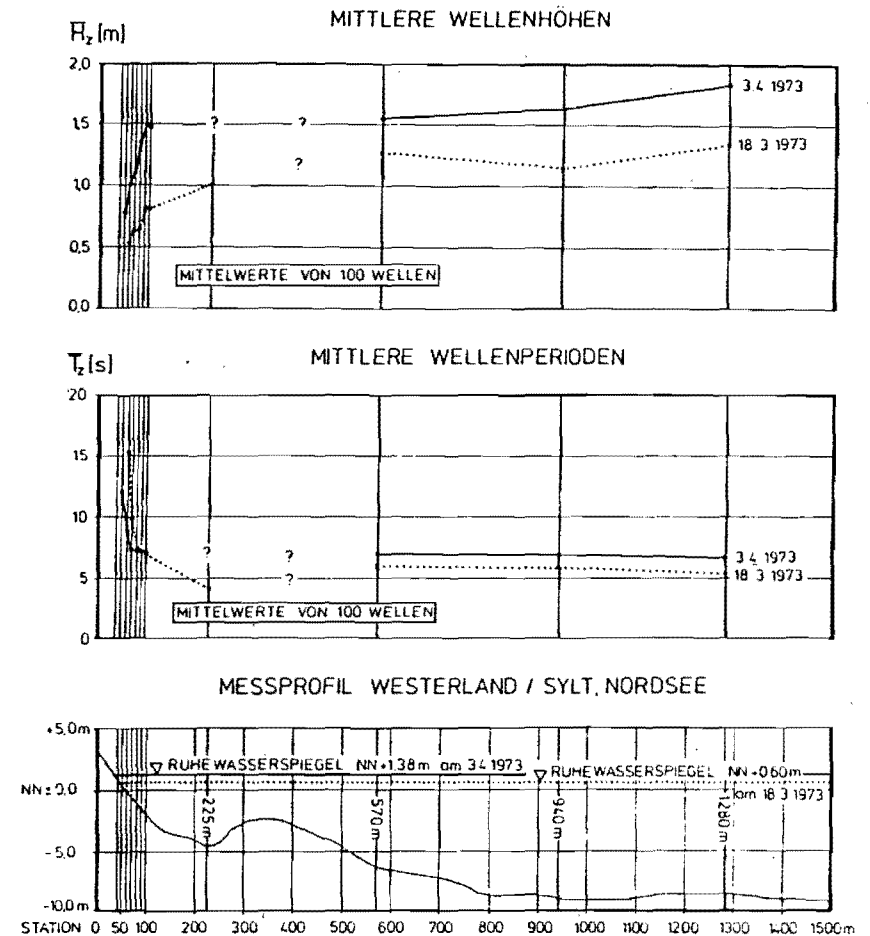


Abb. 1: Mittlere Wellenhöhen und -perioden im Meßprofil auf der Insel Sylt vor Westerland als Ergebnis von Auswertungen nach dem sog. Nulldurchgangungsverfahren

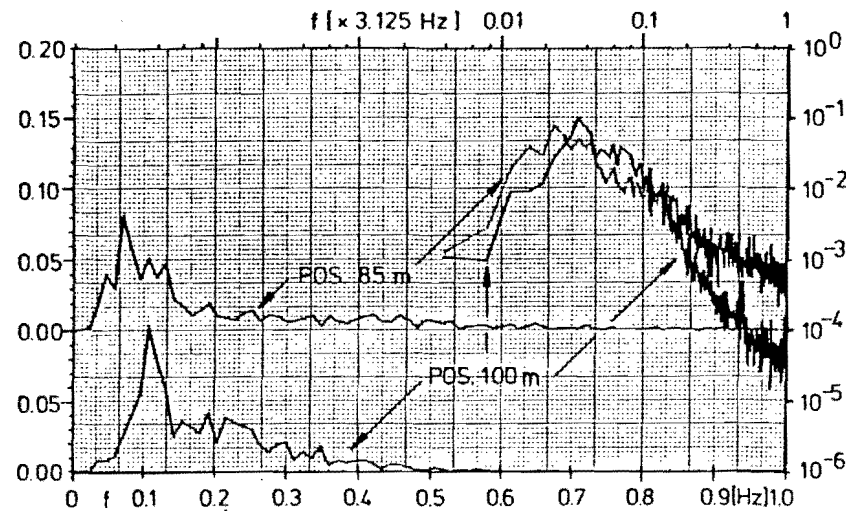


Abb. 2: Normierte Energiespektren des Brandungsseeganges 85 m bzw. 100 m vom Ufer entfernt vor Westerland auf der Insel Sylt in linearer und logarithmischer Darstellung

Glücklicherweise lassen sich die betreffenden Erscheinungen, ohne irgendeine Spekulation oder unbekannte Theorie bemühen zu müssen, auf der Grundlage des DOPPLER-Effektes erklären. In ihrer Problematik stellen die nachfolgenden Ausführungen für die Beurteilung der Wasserwellentransformation und daraus ableitbarer Phänomene in etwa eine Analogie dar zur Deutung der Rotverschiebung in den Spektren außergalaktischer Nebel durch HUBBLE (1929) als DOPPLER-Effekt, worauf bekanntlich die Theorie des sich ausbreitenden Universums beruht.

4. DER DOPPLER-EFFEKT ALS URSACHE DER TRANSFORMATION VON WASSERWELLEN

In Anlehnung an die Terminologie des DOPPLER-Effektes sei in der Entfernung x_0 vom Ufer das dort vorhandene Wellenspektrum $G_{\text{nono}}(f)$ bzw. eine repräsentative Wellenperiode T_0 einer Schwingungsquelle (einem Sender oder Wellengenerator) zugeordnet, während sich in der Entfernung x eine Wellenmeßstation (Empfänger) befindet, vgl. Abb. 3.

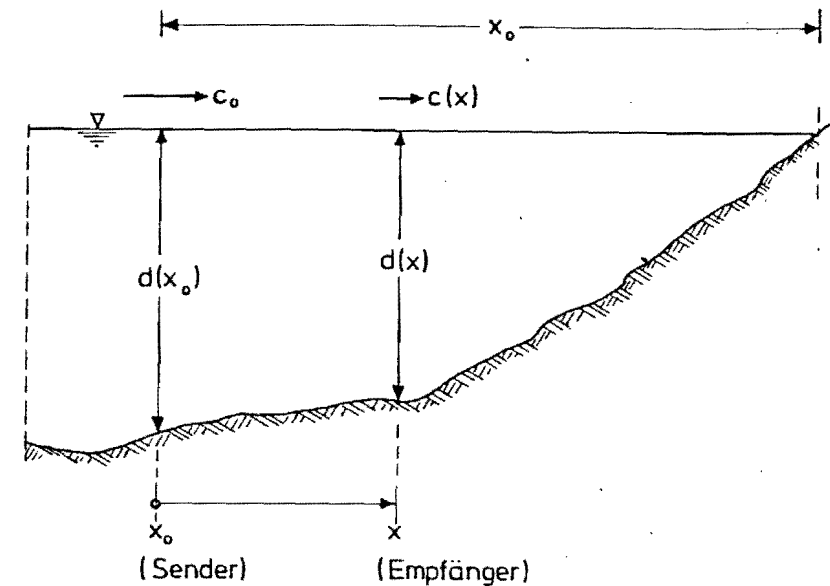


Abb. 3: Definitionsskizze

Im Gegensatz zur eigentlichen Definition des DOPPLER-Effektes wird nachfolgend hier aber nicht von einer relativ zum Empfänger beweglichen Schwingungsquelle (mit konstanten Schwingungsfrequenzen) ausgegangen, sondern umgekehrt von einer auf dem Wege zum Empfänger (Beobachter) veränderlichen "Schwingungsgeschwindigkeit" (Wellenfortschrittsgeschwin-

digkeit), während Sender und Empfänger ortsfest bleiben.
Für derartige Geschwindigkeitsänderungen kommen bei Schwerewellen zwei Einflüsse in Betracht:

- a) der Einfluß der Unterwassertopografie entsprechend einer für Wasserwellen verwendbaren Dispersionsrelation und
- b) beschleunigte Strömungen jeder Art, die der Wellenkinematik überlagert sind.

Während bei begrenzter Wassertiefe im Übergangs- und Flachwassergebiet im allgemeinen beide Einflüsse von Bedeutung sind, entfällt der erstere im Tiefwasser.

Ist zwischen den Orten x_0 und x ein Geschwindigkeitsgradient vorhanden in der Art, daß die (Phasen-)Geschwindigkeit von c_0 auf $c(x)$ abnimmt, ergibt sich daraus, daß in der Zeiteinheit weniger Schwingungen (Wellen) am Empfänger ankommen, als wenn $c(x) = c_0 = \text{konstant}$ geblieben wäre.

Die vom Sender "ausgestrahlte" Wellenlänge

$$L_0 = \frac{c_0}{f_0} = c_0 \cdot T_0 \quad (1)$$

erscheint um das Verhältnis

$$\frac{c_0 + \Delta c}{c_0} \quad (2)$$

verlängert, d. h., die vom Empfänger gemessene Wellenlänge beträgt

$$L(x) = \frac{L_0}{c_0} \cdot (c_0 + \Delta c) = \frac{1}{f_0} (c_0 + \Delta c) \quad (3)$$

Ferner ist

$$c(x) = c_0 - \Delta c \quad \text{bzw.} \quad \Delta c = c_0 - c(x) \quad (4)$$

und es ergibt sich aus (3) und (4) an der Stelle x :

$$f(x) = \frac{c(x)}{L(x)} = f_0 \frac{c(x)}{c_0 + \Delta c} = f_0 \frac{c(x)}{2c_0 - c(x)} \quad (5)$$

Ist die Frequenzverschiebung

$$\Delta f = f(x) - f_0 \quad (6)$$

kann hierfür geschrieben werden

$$\Delta f = f_0 \frac{2(c(x) - c_0)}{2c_0 - c(x)} \quad (7)$$

bzw. als dimensionslose Frequenzverschiebung

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{2(c(x) - c_0)}{2c_0 - c(x)} \quad (8)$$

Demnach kann Δf positiv oder negativ sein, je nachdem, ob

$$2c_0 > c(x) > c_0 \quad \text{oder} \quad (9a)$$

$$2c_0 < c(x) < c_0 \quad (9b)$$

Für die beschleunigte Bewegung bezogen auf die Position x_0 gilt allgemein das folgende Gleichungssystem

$$\ddot{x} = b; \quad \dot{x} = bt + c_0; \quad x = \frac{bt^2}{2} + c_0 t \quad (10)$$

Wird für die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit (Phasengeschwindigkeit) $c(x)$ aus

$$\dot{x} = c(x) = bt + c_0 \quad (11)$$

die Zeit eliminiert, ergibt sich

$$c(x) = \sqrt{c_0^2 + 2bx} \quad (12)$$

Eingesetzt in Gleichung (8) wird allgemein für bekannte Beschleunigungen b erhalten:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{2(\sqrt{c_0^2 + 2bx} - c_0)}{2c_0 - \sqrt{c_0^2 + 2bx}} \quad (13)$$

mit endlichen reellen positiven Frequenzverschiebungen für

$$-\frac{3}{4} \frac{c_0^2}{2x} < b < 3 \frac{c_0^2}{2x} \quad (14a)$$

und endlichen reellen negativen Frequenzverschiebungen für

$$-\frac{3}{4} \frac{c_0^2}{2x} > b > -\frac{c_0^2}{2x} \quad \text{sowie} \quad (14b)$$

$$\frac{3}{2} \frac{c_0^2}{2x} < b \quad (14c)$$

Bezüglich der Berücksichtigung der Unterwassertopografie soll nachfolgend vorerst nur die Dispersionsrelation 1. Ordnung (nach AIRY), die mit

$$\frac{dc}{dL} \geq 0 \text{ bzw. } \frac{dc}{dL} \leq 0 \quad (15)$$

eine normale Dispersion beschreibt, exemplarisch auf die o. g. Formel (7) angewandt werden.

In Abhängigkeit von der Koordinate x lautet die Dispersionsrelation der Phasengeschwindigkeit

$$c(x) = L(x) \cdot f(x) = \frac{L(x)}{T(x)} = \left(\frac{gL(x)}{2\pi} \tanh \left[\frac{2\pi d(x)}{L(x)} \right] \right)^{1/2} \quad (16)$$

und ist für das Frequenzband $0 < f \leq 0,5$ Hz als Parameterdarstellung (mit Wassertiefenangaben jeweils an den linken Kurvenenden) der Abb. 4. zu entnehmen.

Damit wird (7):

$$\Delta f = f_0 \frac{2 \left[\sqrt{\frac{gL(x)}{2\pi} \tanh \left[\frac{2\pi d(x)}{L(x)} \right]} - c_0 \right]}{2c_0 - \sqrt{\frac{gL(x)}{2\pi} \tanh \left[\frac{2\pi d(x)}{L(x)} \right]}} \quad (17)$$

bzw. für den Fall einer konstanten Neigung des Seegrundes, vgl. Abb. 5, mit $\gamma = 1 : n = \tan \alpha = \frac{d(x)}{x_0 - x}$ und daraus folgend $d(x) = \frac{x_0 - x}{n}$ (18)

$$\Delta f = f_0 \frac{2 \left[\sqrt{\frac{gL(x)}{2\pi} \tanh \left[\frac{2\pi(x_0 - x)}{n \cdot L(x)} \right]} - c_0 \right]}{2c_0 - \sqrt{\frac{g \cdot L(x)}{2\pi} \tanh \left[\frac{2\pi(x_0 - x)}{n \cdot L(x)} \right]}} \quad (19)$$

Da in (17) und (19) aber weiterhin $c(x)$ und $f(x)$ wegen

$$L(x) = \frac{c(x)}{f(x)} \text{ und } \Delta f = f(x) - f_0 \quad (20)$$

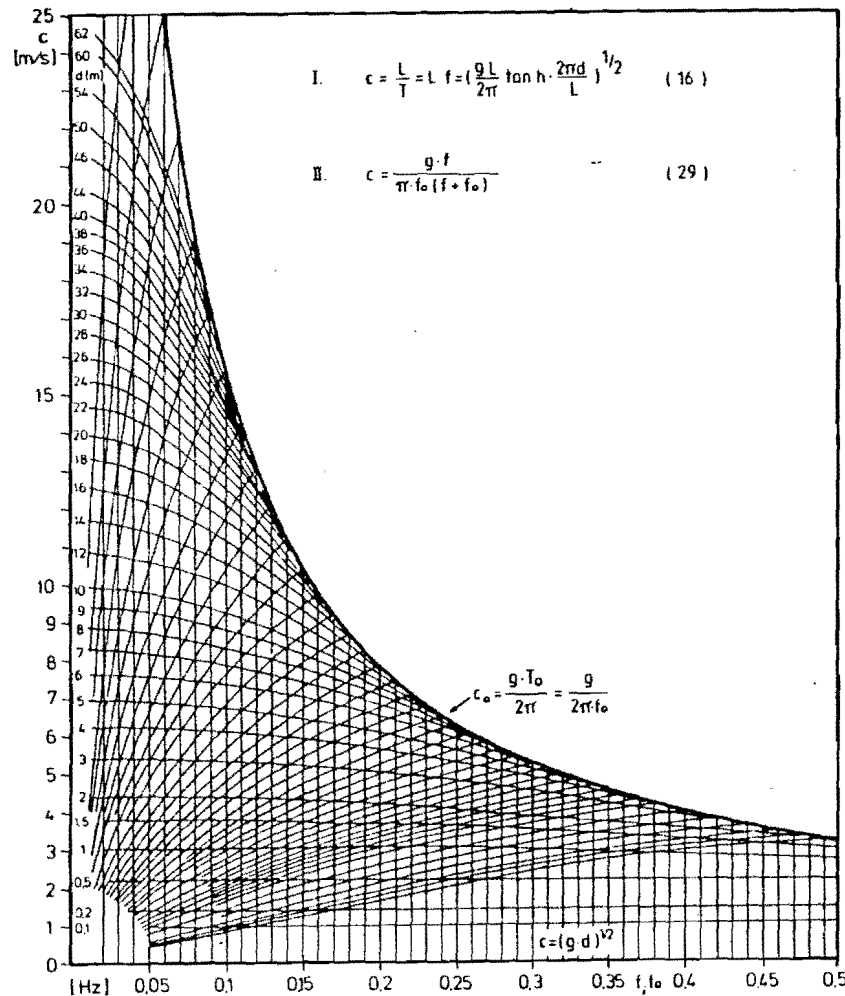


Abb. 4: Kurvenschar I: Dispersionsrelation erster Ordnung mit $\frac{dc}{df} \leq 0$ und dem Parameter d
 Kurvenschar II: Wellenstrahlen mit $\frac{dc}{df} \geq 0$ und dem Parameter f_0

enthalten sind, kann eine allgemeine geschlossene Lösung nicht angegeben werden.

Für kleine relative Wassertiefen ($d(x)/L(x)$) ist dies jedoch unschwer möglich, wenn mit

$$\tanh \frac{2\pi d}{L} = \frac{2\pi d}{L} \quad (21)$$

die Dispersion der Phasengeschwindigkeit

$$\frac{dc}{df} = \frac{dc}{dL} = 0 \quad (22)$$

wird.

Bezogen auf Abb. 5 lautet die in Gleichung (8) einzusetzende Flachwasserbeziehung

$$c(x) = \sqrt{g d(x)} = \sqrt{\frac{g}{n} (x_0 - x)} \quad (23)$$

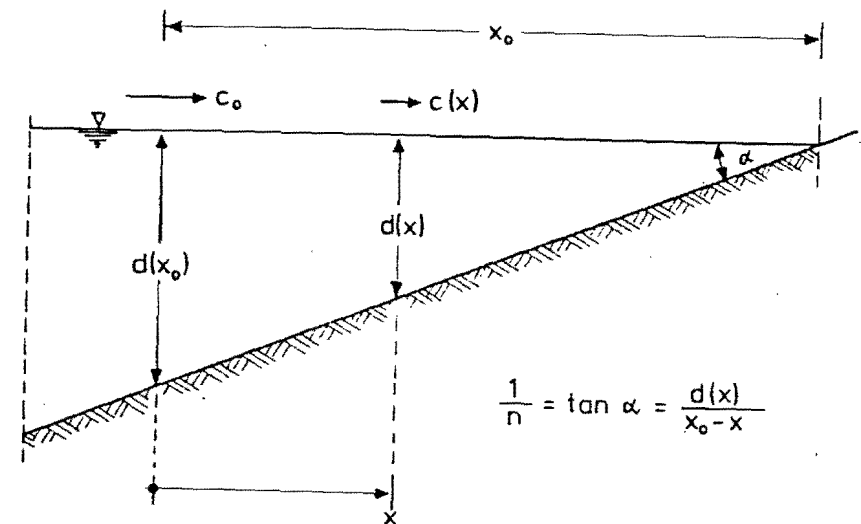


Abb. 5: Definitionsskizze

Damit ergibt sich für diesen Fall die Frequenzverschiebung zu

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{2 (\sqrt{gd(x)} - c_0)}{2 c_0 - \sqrt{gd(x)}} \quad \text{bzw.} \quad (24)$$

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{2 (\sqrt{\frac{g}{n} (x_0 - x)} - c_0)}{2 c_0 - \sqrt{\frac{g}{n} (x_0 - x)}} \quad (25)$$

Hieraus wird deutlich, daß mit einer in positiver x-Richtung abnehmenden Wassertiefe für

$$x < x_0 \quad \text{und}$$

$$c_0 = \sqrt{gd_0} = \sqrt{\frac{g}{n} x_0} \quad (26a)$$

stets negative Frequenzverschiebungen (zu kleineren Frequenzen; Rotverschiebungen) erhalten werden, während sich mit zunehmender Wassertiefe für

$$- 3x_0 < x < 0 \quad (26b)$$

positive Frequenzverschiebungen (zu höheren Frequenzen; Blauverschiebungen) ergeben. Darüberhinaus würden auch für

$$- 3x_0 > x \quad (26c)$$

wiederum Rotverschiebungen zu erwarten sein, wenn die Flachwasserbeziehung weiterhin anwendbar wäre.

Wird nun in der Gleichung (17) bzw. (18) der Bezug zu den mit

$$c_0 = \frac{g T_0}{2\pi} = \frac{g}{2\pi f_0} \quad (27)$$

charakterisierten Tiefwasserverhältnissen hergestellt, sind hiervon ausgehend auch für den Übergangsbereich die Frequenzverschiebungen nach vorheriger Schätzung aus

$$\Delta f = f - f_0 = f_0 \left(\frac{g}{g - \pi f_0 c(d)} - 2 \right) \quad (28)$$

unschwer zu bestimmen. Die Lösung ist in Form einer zweiten Kurvenschar mit dem Parameter f_0 ebenfalls in Abb. 4 enthalten:

$$c = \frac{gf}{\pi f_0 (f + f_0)} \quad (29)$$

Der Index o ist dabei, wie allgemein üblich, auf die Wellenparameter im Tiefwasser bezogen.

Das Diagramm ist nicht nur für die Bestimmung von Rotverschiebungen bei abnehmender Wassertiefe geeignet, sondern auch für den umgekehrten Fall und außerdem auch jeweils zwischen zwei beliebigen Positionen, deren Wassertiefendifferenz bekannt ist.

Es ist

$$\Delta f(d_1/d_2) = \Delta f(d_0/d_2) - \Delta f(d_0/d_1) \quad (30)$$

und weiter

$$\Delta f(d_1/d_2) = f_0 g \left[\frac{1}{g - \pi f_0 c(d_2, f_2)} - \frac{1}{g - \pi f_0 c(d_1, f_1)} \right] \quad (31)$$

mit $d_1 > d_2$ und $f_0 = \frac{1}{T_0}$ = Frequenz in Tiefwasser.

Die Grenzwertbetrachtung liefert folgendes Ergebnis:

- 1). Mit der Annäherung der betrachteten Ausgangsfrequenz $f_A = f_0$ an den Wert Null werden die Frequenzverschiebungen ebenfalls Null, und
- 2). mit über alle Grenzen zunehmenden Ausgangsfrequenzen $f_A = f_0$ werden die Frequenzverschiebungen ebenfalls unendlich.

Dazwischenliegende Ausgangsfrequenzen haben endliche Frequenzverschiebungen

für abnehmende Wassertiefen Rotverschiebungen mit der Endfrequenz $f_E = 0$ und

für zunehmende Wassertiefen Blauverschiebungen mit der Endfrequenz $f_E = \frac{g}{2\pi c}$.

Da die in Abb. 4 dargestellten Kurvenscharen keine isogonalen Trajektorien darstellen, sondern Schnittwinkel $0 < \gamma < 180^\circ$ aufweisen, sind die Frequenzverschiebungen je nach Ausgangsfrequenz und Wassertiefe unterschiedlich. Werden Frequenzverschiebungen für verschiedene Wassertiefenbereiche betrachtet, ist festzustellen, daß die Ausgangsfrequenzen, denen maximale Verschiebungen zugeordnet sind, mit abnehmender Wassertiefe anwachsen.

Ist beispielhaft für eine Wassertiefe $d_1 = 20$ m eine repräsentative Wellenperiode $T_1 = 10$ s entsprechend einer Frequenz $f_1 = 0,1$ Hz gegeben, so wird in Abb. 4 die zur Wassertiefe $d_2 = 10$ m gehörende, auf $f_2 = 0,067$ Hz veränderte Frequenz lediglich dadurch gefunden, daß aus-

gehend vom Punkt $\{f_1 = 0,1 \text{ Hz} / c(d_1 = 20 \text{ m})\}$ dem vorliegenden Trend der Wellenstrahlen (Kurvenschar II) bis zur Kurve $c(d_2 = 10 \text{ m})$ gefolgt und dort f_2 abgelesen wird.

Für diesen Wassertiefenbereich ($20 \text{ m} \geq d \geq 10 \text{ m}$) sind Frequenzverschiebungen für Ausgangsfrequenzen $f_A = 0,05 \text{ Hz} < 0,1 \text{ Hz}$ und $f_A = 0,2 \text{ Hz} > 0,1 \text{ Hz}$ geringer, während beispielsweise im Wassertiefenbereich $3 \text{ m} \geq d \geq 2 \text{ m}$ maximale Verschiebungen für Wellenfortschritt mit abnehmender Wassertiefe einer Ausgangsfrequenz $f_A = 0,25 \text{ Hz}$ bzw. für Wellenfortschritt mit zunehmender Wassertiefe einer Ausgangsfrequenz $f_A = 0,2 \text{ Hz}$ zugeordnet sind.

5. FOLGERUNGEN

Während die verwendete Dispersionsrelation (Gl.16) bei jeweils unveränderlicher Periode bzw. Frequenz eine normale Dispersion beschreibt, führt die Berücksichtigung der Frequenzverschiebung auf eine anomale Dispersion ($\frac{dc}{df} < 0$ bzw. $\frac{dc}{df} > 0$), wie sie vom Verfasser tatsächlich als Ergebnis der Analyse von Meßdaten aus dem Brandungsgebiet vor der Insel Sylt sowohl im Zeitbereich (bezüglich eines Wellenstrahls) als auch im Frequenzbereich (bezüglich der Phasengeschwindigkeiten der Fourierkomponenten von verformten Wellenprofilen) erhalten wurde, vgl. BOSCHING (1978a, 1978b, 1979).

Dies hat zur Folge, daß - entgegen der bisherigen Betrachtungsweise der Wellentransformation - mit einer kontinuierlichen Wassertiefenabnahme

- a) eine stetige Zunahme der Wellenlänge verbunden ist und
- b) letztendlich alle Frequenzkomponenten der Frequenz Null, d. h., dem Ruhezustand zustreben

Wird in Gleichung (29) $f = c/L$ verwendet, so ergibt sich für die Kurvenschar der Wellenstrahlen die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit c als Funktion der Wellenlänge L zu

$$c = \frac{g - \pi f_0^2 L}{\pi f_0} \quad (32)$$

und weiterhin führt die Gleichsetzung mit (16) auf die korrigierte Dispersionsrelation

$$c = L \cdot f = \frac{f}{f_0} \left[\frac{g}{\pi f_0} - \sqrt{\frac{gL}{2\pi} \tanh \frac{2\pi d}{L}} \right] = \frac{f \cdot g}{\pi f_0 (f_0 + f)} \quad (33)$$

Erwartungsgemäß ergeben sich hieraus in Übereinstimmung mit (16) wiederum als Grenzwerte für Tiefwasser

$$c_0 = \frac{g T_0}{2\pi} = \frac{g}{2\pi f_0} \quad (33a)$$

und für Flachwasser

$$c = \sqrt{gd} \quad (33b)$$

Die RAYLEIGH-Beziehung für die Gruppengeschwindigkeit liefert jedoch mit

$$\frac{dc}{dL} = - \frac{f}{2f_0 L} \sqrt{\frac{gL}{2\pi} \tanh \frac{2\pi d}{L}} \left[1 - \frac{4\pi d}{L \cdot \sinh \frac{4\pi d}{L}} \right] \quad (34)$$

$$c_G = c - L \cdot \frac{dc}{dL} = c \left[1 + \frac{f}{2f_0} \left[1 - \frac{4\pi d}{L} \frac{1}{\sinh \frac{4\pi d}{L}} \right] \right] \quad (35)$$

und weiter ist

$$c_G = n \cdot c \quad (36a)$$

mit

$$n = 1 + \frac{f}{2f_0} \left[1 - \frac{4\pi d}{L} \frac{1}{\sinh \frac{4\pi d}{L}} \right] \quad (36b)$$

Für Tiefwasser ist jetzt mit $f = f_0$

$$n = 1 + \frac{f}{2f_0} = \frac{3}{2} \quad (\text{wie auch bei Kapillarwellen}) \quad (37)$$

während für Flachwasser wiederum entsprechend $dc/dL = 0$

$$n = 1 \quad (38)$$

erhalten wird.

Angesichts der Tatsache, daß die vorliegende Betrachtung von einem Energietransfer von einem Teil des Spektrums in den anderen Teil ausgeht und damit nichtlinear ist, ist nunmehr zweifelhaft, ob die Energie auch hier mit der Gruppengeschwindigkeit transportiert wird.

Wäre dies der Fall, könnte für die Herstellung eines Zusammenhanges mit der Wellenhöhenveränderung der Satz von der Erhaltung des Energieflusses in der Form

$$H^2 \cdot L \cdot c_G = \text{konst.} \quad (39)$$

angewandt werden, woraus sich als korrigierter Shoaling Faktor ergeben würde:

$$K_{SK} = \frac{H}{H_0} = \frac{L_0}{L} \sqrt{\frac{3}{2n} \cdot \frac{f_0}{f}} = \frac{g}{2\pi f_0^2 L} \sqrt{\frac{3f_0}{2nf}} \quad (40)$$

Als Ergebnis würde in diesem Falle erhalten werden, daß mit abnehmender Wassertiefe sowohl die Wellenlänge als auch die Wellenhöhe und damit die Energie zunehmen müßte.

Um diese Unstimmigkeiten zu umgehen, wird hier nunmehr direkt vom Energie-Erhaltungssatz ausgegangen, der mit dem Ansatz nach der linearen Wellentheorie für einen Wellenstrahl der Breite $B = 1$ m gegeben ist mit

$$E = \frac{\rho g}{8} H^2 \cdot L = \text{konst.} \quad (41)$$

Daraus ergibt sich unter der Voraussetzung verlustfreier Wellenbewegung bezogen auf Tiefwasserbedingungen in der Wassertiefe d die zugehörige Wellenhöhe $H(d)$ zu

$$H(d) = H_0 \sqrt{\frac{L_0}{L(d)}} = H_0 \cdot T_0 \sqrt{\frac{g}{2\pi c(d) \cdot T(d)}} = \frac{H_0}{T_0} \sqrt{\frac{g \cdot f(d)}{2\pi \cdot c(d)}} \quad (42)$$

bzw. ist der Zusammenhang zwischen den Wellenhöhen zweier Orte eines Wellenstrahles gegeben zu:

$$\frac{H_2}{H_1} = \sqrt{\frac{c_1 \cdot T_1}{c_2 \cdot T_2}} = \sqrt{\frac{c_1 \cdot f_2}{c_2 \cdot f_1}} \quad (43)$$

Demnach nimmt bei anomaler Dispersion entlang eines Wellenstrahles mit abnehmender Wassertiefe die Wellenhöhe ebenfalls ab, während Wellenlänge und -periode anwachsen.

Bei zunehmender Wassertiefe wäre das umgekehrte Verhalten zu erwarten.

Somit kann mit den Angaben der Abb. 4 die theoretische Wellentransformation vollständig beschrieben werden.

In der Realität wird eine ausgeprägte anomale Dispersion aber wegen anderer überlagerter Wirkungen nur bedingt beobachtbar sein. Es ist klar, daß dieser Effekt durch überlagerte Strömungen örtlich verstärkt oder kompensiert werden kann und darüber hinaus ist mit abnehmender relativer Wassertiefe d/L im wesentlichen die zunehmende Bodenreibung für signifikante Änderungen insbesondere unmittelbar seewärts des Brechpunktes verantwortlich. Wegen des hier nur begrenzten Raumes wird darüber eingehend an anderer Stelle berichtet werden.

6. SCHRIFTTUM

- ADEYMO, M. D.: Effect of Beach Slope and Shoaling on Wave Asymmetry. Proc. Eleventh Conf. Coastal Eng., London, 1968.
- BIESEL, F.: Study of Wave Propagation in Water of Gradually Varying Depth. Gravity Waves Circular No. 521, Nat. Bureau of Standards, Washington, D. C., 1951.
- BOSCHING, F.: Über Orbitalgeschwindigkeiten irregulärer Brandungswellen. Mitt. des Leichtweiß-Inst. der Techn. Univ. Braunschweig, H. 42, 1974.
- BOSCHING, F.: -- On Energy Spectra of Irregular Surf Waves. Proc. 15th Int. Conf. Coastal Eng. Honolulu, 1976.
- BOSCHING, F.: Anomalous Dispersion of Fourier Components of Surface Gravity Waves in the Near Shore Area. Proc. 16th Int. Conf. Coastal Eng. Hamburg, 1978(a).

- BOSCHING, F.: Wave Deformation due to Decreasing Water Depth. Mitt. des Leichtweiß-Inst. der Techn. Univ. Braunschweig, H. 63, 1978(b).
- BOSCHING, F.: Anomale Dispersion zur Darstellung der küstennahen Wellenverformung. Die KOSTE, H. 34, 1979, Westholsteinische Verlagsanstalt Boyens u. Co., Heide i. Holst.
- FOHRBÖTER, A.: Einige Ergebnisse aus Naturuntersuchungen in Brandungszonen. Mitt. des Leichtweiß-Inst. der Techn. Univ. Braunschweig, H. 40, 1974.
- GALVIN, C. J.: Wave Breaking in Shallow Water in "Waves on Beaches". Edited by R. E. Meyer, Academic Press, Inc. New York and London, 1972.
- HORIKAWA, K.: Coastal Engineering; An Introduction to Ocean Engineering. University of Tokyo Press 1978, ISBN 0-86008-199-0
- HUBBLE, E. P.: A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae, Proc. National Academy of Sciences, 1929.
- IWAGAKI, Y.
SAKAI, T.
KAWASHIMA, I.: On the Vertical Distribution of Water Particle Velocity Induced by Waves on Beach. Coastal Engineering in Japan, 1973.
- MADSEN, O. S.
MEI, C. C.: The Transformation of a Solitary Wave Over an Uneven Bottom. J. Fluid Mech. 39, 1969.

- MULTER, R. H.
GALVIN, C. J.: Periodic Waves of Non-permanent Form (abstract) Trans. Am. Geophys. Union, 48, 1967.
- PATRICK, D. A.
WIEGEL, R. L.: Amphibian Tractors in the Surf. Proc. First Conf. on Ships and Waves, The Engineering Foundation Council on Wave Research and the American Society of Naval Architects and Marine Engineers, 1955.
- SÖNU, C. J.,
PETTINGREW, N.
FREDERICKS, R. G.: Measurement of Swash Profile and Orbital Motion on the Beach. Proc. Intern. Symp. Ocean Wave Measurement and Analysis, New Orleans, 1974.
- ZABUSKY, N. J.
GALVIN, C. J.: Shallow Water Waves. The Korteweg - De Vries Equations and Solitons, J. Fluid Mech. 47, 1971.